Über die selektive Reflexion am Quecksilberdampf im Bereich der Hyperfeinstruktur der Resonanzlinie $\lambda = 2536{,}5$ AE und ihre Beeinflussung durch Magnetfelder

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
genehmigt von der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

von
GUSTAV SIEKMANN
aus Herford

Tag der mündlichen Prüfung: 1. September 1939
Tag der Promotion: 22. Juni 1940

N 11

Referenten: Professor Dr. Orthmann

Professor Dr. Gerthsen

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Diese Arbeit wurde in der Zeit vom Sommer 1937 bis Sommer 1939 im I. Physikalischen Institut der Universität Berlin hergestellt. Die Anregung dazu gab mir Herr Professor Dr. W. O r t h m a n n ; hierfür, sowie für sein dauerndes Interesse an meiner Arbeit und seine vielen fördernden Ratschläge schulde ich ihm großen Dank.

Dem Direktor des I. Physikalischen Instituts, Herrn Professor Dr. A. W e h n e l t , sowie seinem Nachfolger, Herrn Professor Dr. Ch. G e r t h s e n, habe ich für die Bereitstellung der Institutsmittel, Herrn Professor Dr. H. A. S t u a r t für die Überlassung des Spektrographen herzlich zu danken.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550807_0095

I. Einleitung

Die Erscheinungen der Resonanzfluoreszenz und der selektiven Reflexion am Quecksilberdampf wurden von R. W. Wood und Mitarbeitern erstmalig in einer Reihe von Arbeiten untersucht [1]+), lange bevor man Kenntnis von der Hyperfeinstruktur der Quecksilberresonanzstrahlung hatte. Wood zeigte, wie die Resonanzfluoreszenz bei Zimmertemperatur des Quecksilbers das Quarzgefäß als Volumenstrahlung erfüllt, wie dann mit zunehmender Dampfdichte die diffuse Strahlung sich an die Oberfläche um den eintretenden Lichtstrahl zusammenzieht, nun allmählich kohärent wird und in regelmäßige Reflexion übergeht. Er wies nach, daß von der verbreiterten und selbst-umgekehrten 2536-Strahlung einer Quecksilberbogenlampe die kurzwellige Hälfte an hinreichend dichtem Quecksilberdampf weit stärker reflektiert wird als die langwellige Hälfte, daß zur Erregung der Resonanzfluoreszenz dagegen die Anwesenheit der Linienmitte erforderlich ist. Wood kam auf Grund dieser Tatsache zu dem Schluß, daß Extremwerte des Brechungsindex und des Absorptionskoeffizienten die Ursachen für die Reflexion seien. Demgegenüber zeigten die Versuche von Wood, daß auch bei Einstrahlung einer scharfen, nicht umgekehrten Linie, z.B. des Lichtes einer Resonanzlampe, starke Reflexion auftritt. Dies führte zunächst zu der naheliegenden Vermutung, daß wenigstens im Übergangsgebiet von Resonanzfluoreszenz zu selektiver Reflexion Atomanregung mit Lebensdauer auch noch bei der Reflexion eine Rolle spielen könnte, und daß daher zur Erklärung der Erscheinung die klassische Dispersionstheorie nicht ausreichen werde. Diese Frage wurde von Rump [2], Schnettler [3] und Pollähn [4] mit verschiedenen Methoden untersucht. Die drei Verfasser kamen zu dem übereinstimmenden Ergebnis, daß die Reflexion am Quecksilberdampf allein durch die Dispersionstheorie erklärbar sein müsse. Wenn auch auf Grund dieser Arbeiten kaum noch an diesem Ergebnis gezweifelt werden kann, erschien es doch wünschenswert, das fragliche Problem noch einmal mit empfindlicheren Mitteln anzugreifen und die Untersuchung insbesondere bei so geringen Dichten anzustellen, bei denen die selektive Reflexion gerade merklich wird, also bei Temperaturen zwischen 170 und 300 °C (etwa 10 mm Hg bis 250 mm Hg). Gerade in diesem Bereich ließen die Apparaturen der genannten Verfasser keine zuverlässigen Messungen zu, ihre Güte wurde hier bei Beobachtung in Reflexionsrichtung beeinträchtigt durch den Quarzreflex, der die selektive Reflexion in diesem Druckbereich noch um ein Vielfaches übertrifft. Die erwähnten Arbeiten vermögen daher noch keine Auskunft zu geben über den Anstieg und den spektralen Verlauf des Reflexionsvermögens und über das Kohärentwerden der Hg-Oszillatoren.

II. Reflexion ohne Berücksichtigung der Hyperfeinstruktur

1. Apparatur

Zu Beginn dieser Arbeit wurde die Intensitätszunahme der reflektierten Strahlung bei steigendem Dampfdruck mit verschiedenen

+) Die Zahlen in eckigen Klammern beziehen sich auf das Schrifttumsverzeichnis am Schluß der Arbeit.

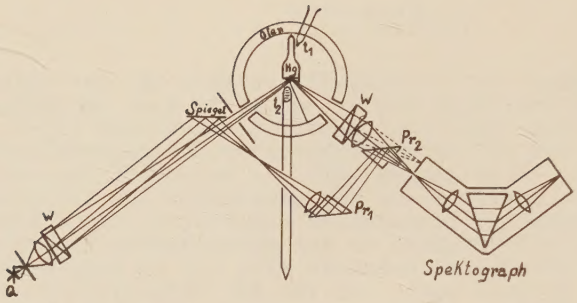


Abb. 1. Strahlengang

Lichtquellen beobachtet. Den Strahlengang zeigt Abb. 1.

Der Lichtweg über den Spiegel und die totalreflektierenden Prismen Pr_1 und Pr_2 dient zur Kontrolle der Lichtquelle, die über beide Lichtwege auf den Spalt des Spektrographen abgebildet wird derart, daß beide Spaltbilder übereinander liegen.

Der störende Quarzreflex wurde nach der von Wood und Kimura [5] angegebenen Methode beseitigt: Bei Verwendung linear polarisierten Lichtes mit dem elektrischen Vektor parallel zur Einfallsebene wird entsprechend den Fresnelschen Formeln dieses am Quarz nicht reflektiert, wenn man als Reflexionswinkel den Polarisationswinkel für die Grenze Quarz - Vakuum wählt. Dadurch wird es möglich, kleine Änderungen des Brechungsindex des Quecksilberdampfs durch relativ große Änderungen der reflektierten Intensität sichtbar zu machen. Als Polarisator diente ein Wollastonprisma (W). Es ist zu beachten, daß im Lichtweg zwischen Polarisator und Reflexionsgefäß keine Linse aus kristallinem Quarz stehen darf, weil diese das Licht depolarisieren würde. Durch diese Maßnahme konnte der Quarzreflex bis auf ungefähr 1 % der Reflexion unpolarisierten Lichts vermindert werden. Die restlose Unterdrückung der Quarzreflexion gelang erst durch ein zweites Wollastonprisma im Lichtweg nach der Reflexion, es zeigte sich nämlich, daß selbst bei völliger Entfernung des Hg-Dampfes aus dem Reflexionsgefäß eine Schwingungskomponente senkrecht zur Einfallsebene im reflektierten Licht vorhanden war, die von geringen Unebenheiten der Quarzfläche herrührt.

Das Reflexionsgefäß ist von der gleichen Form, wie es von Wood benutzt wurde, eine Röhre mit ebener, etwas prismatischer Frontfläche aus geschmolzenem Quarz, bei der die Reflexion an der Innenfläche allein beobachtet werden kann. Das Gefäß befindet sich im elektrischen Ofen und ist auf einem Teilkreis um seine Frontfläche drehbar angeordnet (siehe Abb. 11). Die Halterung des Gefäßes im Ofen durch eine Messingstange mit Schelle sitzt an einem Rohransatz, in dem sich das flüssige Quecksilber befindet. Die Wärmeleitung der Messinghalterung bewirkt auf diese Weise eine um 15° bis 30 °C geringere Temperatur des flüssigen Quecksilbers gegenüber dem Hg-Dampf, wodurch Kondensation an der Frontfläche vermieden wird. Die Temperaturmessung des flüssigen Quecksilbers zur Bestimmung des Sättigungsdruckes geschah mit einem Thermoelement innerhalb der Halterung; die Temperatur des Hg-Dampfs wurde mit einem Thermometer an der Frontfläche gemessen.

2. Intensitätsmessung

Da es sich hier nicht um absolute Intensitätsmessungen, sondern nur um qualitative Beobachtung relativer Intensitätsänderungen handelt, konnte hierfür ein vereinfachtes photographisches Verfahren angewandt werden. Als Intensitätsmaß wurde die Schwärzung der photographischen Platte benutzt. Dies ist zulässig, wenn die Platte weder über- noch unterbelichtet ist; man hat also darauf zu achten, daß man im geradlinigen Teil der Schwärzungskurve bleibt. Die zu vergleichenden Intensitäten müssen mit konstanten Belichtungszeiten aufgenommen werden; ferner muß die Schwärzungskurve bekannt sein. Diese wurde für das benutzte Plattenmaterial mittels einiger Intensitätsmarken aufgenommen. Dieses Verfahren ist jedoch nur in einem kleinen Helligkeitsbereich anwendbar. Die Helligkeit der reflektierten Strahlung steigt im untersuchten Druckbereich auf etwa den 60 bis 70 fachen Betrag der Resonanzfluoreszenz an; man kann daher nur schrittweise vorgehen, indem man in kleinen Druckbereichen die Belichtungszeit konstant hält, mit zunehmender Intensität aber zu kleineren Belichtungszeiten übergeht. Der Intensitätsanstieg läßt sich so anhand der entsprechenden Schwärzungen mit Hilfe der Schwärzungskurven sowie andererseits auch durch die notwendige Änderung der Belichtungszeiten bestimmen. Entsprechend dem qualitativen Charakter dieser Untersuchung wurde dabei auf eine Ermittlung des Schwarzschild-Exponenten verzichtet. Gleiche Schwärzungen durch die Resonanzfluoreszenz bei 80 °C einerseits und durch die bei 400 °C reflektierte Strahlung andererseits erforderten - je nach der verwendeten Lichtquelle - Änderungen der Belichtungszeiten um das 100 bis 200 fache. Eine Änderung der Belichtungszeit um das 150 fache entspricht bei gleicher Schwärzung unter Voraussetzung eines Schwarzschild-Exponenten $\beta = 0.85$ nach dem Schwärzungsgesetz $J \cdot t^{\beta} = J' \cdot t'^{\beta}$ einer Änderung der Helligkeit um etwa das 70 fache.

Die Schwärzungen wurden in einem photoelektrischen Photometer ausgemessen, das in Abb. 2 schematisch dargestellt ist.

Die auszumessende Platte P befindet sich in einem horizontal und vertikal verschiebbaren Halter. Sie wird von hinten durchleuchtet und auf einen Spalt vor der Photozelle abgebildet. Die Proportionalität von Elektrometerausschlag und Photostrom wurde bei jeder Messung kontrolliert. Sämtliche Intensitätsmarken einer Lichtquelle wurden auf dieselbe Platte photographiert.

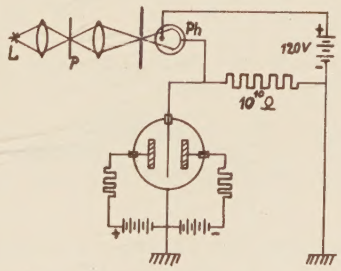


Abb. 2. Photometer

3. Ergebnisse

Folgende L i c h t q u e l l e n wurden benutzt:

I. Resonanzlampe; sie liefert die Komponenten der Resonanzfluoreszenz ohne Selbstumkehr in Dopplerverteilung bei Zimmertemperatur.

II. Niederdruck-Bogenlampe nach Houtermans [6]; ohne Kühlung. Sie liefert stark verbreiterte Komponenten ohne Selbstumkehr

III. Niederdruck-Bogenlampe nach Houtermans; mit fließendem Wasser gekühlt. Sie liefert schmale Komponenten ohne Selbstumkehr.

IV. Houtermanslampe mit vorgeschalteter Hg-Dampfschicht von 8 mm Dicke und 0,0017 mm Hg Dampfdruck. Sie liefert stark verbreiterte Komponenten mit geringer Selbstumkehr.

V. Heraeusbogenlampe mit Wasserkühlung und Magnetfeldablenkung des Bogens zur Verminderung der Selbstumkehr. Sie liefert stark verbreiterte Komponenten mit größerer Selbstabsorption.

VI. Osram-Hochdrucklampe HgH 500;
sie liefert sehr stark verbreiterte, vollständig selbstabsorbierte Strahlung.

Auf die soeben beschriebene Weise wurden die in Abb. 3 dargestellten Intensitätskurven gewonnen; sie zeigen für die verschiedenen Lichtquellen den Helligkeitsverlauf der reflektierten Strahlung in Abhängigkeit von der Temperatur des Quecksilbers, d. h. vom Sättigungsdruck.

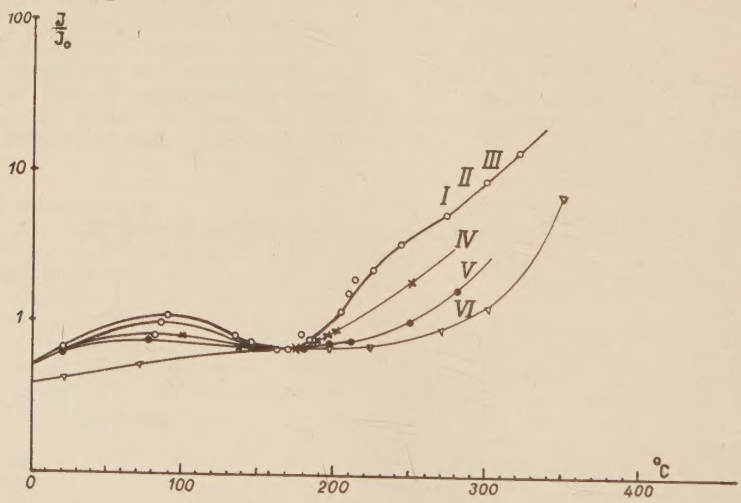


Abb. 3. Intensität der reflektierten Strahlung verschiedener Lichtquellen in Abhängigkeit von der Temperatur des Quecksilbers.

I. Resonanzlampe
II. Houtermanslampe heiß
III. Houtermanslampe kalt
IV. Houtermanslampe heiß mit Absorptionsgefäß
V. Heraeuslampe
VI. Osram HgH 500

Der Intensitätsverlauf hat, mit Ausnahme der völlig selbstumgekehrten Strahlung VI, bei 80 °C (0,09 mm Hg) ein Helligkeitsmaximum der Resonanzfluoreszenz; mit steigender Temperatur geht diese diffuse Strahlung in jeder beliebigen Beobachtungsrichtung zurück. In Reflexionsrichtung erreicht die Helligkeit bei 170 °C (6 mm Hg) ein Minimum. Hier beginnt die selektive Reflektion. Sie nimmt mit ansteigender Temperatur rasch zu und erreicht bei 350 °C (etwa 1 atm.) ungefähr den 15 fachen, bei 400 °C (etwa 2 atm.) den 60 fachen Wert der maximalen Resonanzfluoreszenz. Das Maximum der Resonanzstrahlung (I) wurde bei der Auswertung willkürlich gleich 1 gesetzt, das Intensitätsminimum dieser Kurve bei 170 °C beträgt dann 0,61. Dieses Minimum liegt bei fast allen Kurven gemeinsam bei 170 °C, daher wurden zum Vergleich alle Kurven an dieser Stelle zur Deckung gebracht. Die Kurven lassen nun erkennen, wie beim Übergang von diffuser Resonanzstrahlung zu selektiver Reflexion die Strahlung ohne Selbstumkehr zunächst weit stärker reflektiert wird als die selbstabsorbierte Strahlung. Man kann daraus schließen, daß zuerst nur die Mitten der fünf Hyperfeinstrukturkomponenten reflektiert werden. Dies bestätigen die bei den folgenden Experimenten gewonnenen Aufnahmen der Hyperfeinstruktur der reflektierten Strahlung (Abb. 9 b und 9 c).

III. Reflexion der einzelnen Hyperfeinstrukturkomponenten

1. Apparatur

Zur Beobachtung der 2536-Hyperfeinstruktur bedarf man eines Spektralapparates genügend hoher Auflösungskraft. Hierzu folgende Überlegungen: Die Hyperfeinstruktur der Quecksilberlinie λ = 2536,5 AE wurde zuerst von Malinowski [7] am Verhalten der Absorption im Magnetfeld erkannt; Nagaoka [8], Wood [9] und später Mrozowski [10] zeigten die Hyperfeinstruktur mit der Lummer-Platte. H. Schüler und J. Keyston [11] untersuchten die Hyperfeinstruktur einer großen Anzahl von Quecksilberlinien im sichtbaren Spektralgebiet und langwelligen Ultraviolett mit dem Perot-Fabry-Interferometer und berechneten daraus sehr genau die Hyperfeinstruktur der Resonanzlinien 2536,5 AE und die relativen Intensitäten der Komponenten; Abb. 4 zeigt das von Schüler und Keyston angegebene Strukturschema.

Die Ergebnisse von Schüler und Keyston sind allen nachfolgenden Berechnungen zugrunde gelegt.

Wie also bekannt ist, besteht die Quecksilberresonanzlinie 2536,5 AE aus fünf Komponenten mit je etwa 10 mAE Abstand voneinander. Für die Trennung der Komponenten ist demnach ein Auflösungsvermögen von mindestens $\delta\lambda$ = 10 mAE dieser Wellenlänge oder $\lambda / \delta\lambda = 2{,}536 \cdot 10^5$ erforderlich. Als Spektralapparat so hoher Auflösungskraft wurde hier das Perot-Fabry-Interferometer benutzt. Im Folgenden soll zunächst betrachtet werden, wie das Interferometer für den vorliegenden Zweck beschaffen sein muß.

Sein Auflösungsvermögen ist bestimmt durch die Ordnungszahl und das Reflexionsvermögen der Etalonplatten im aufzulösenden Spektralgebiet. Die Ordnungszahl kann zwar durch Änderung des Plattenabstandes beliebig verändert werden, damit ändert man je-

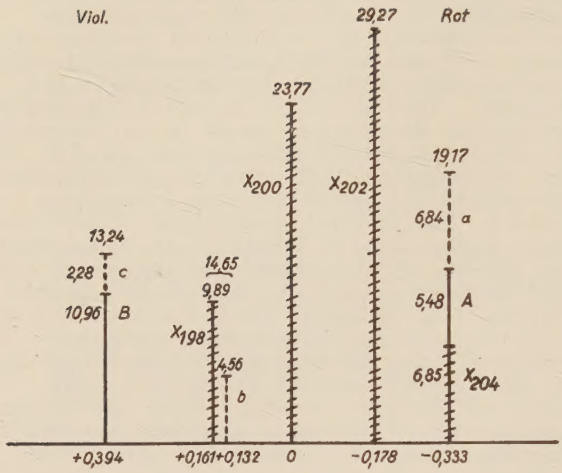


Abb. 4. 2536-Hyperfeinstruktur nach Schüler und Keyston. (Komponentenabstände in cm^{-1})

doch auch das Dispersionsgebiet. Da dieses nun beim Perot-Fabry-Etalon sehr klein ist, die aufzulösende Strahlung aber eine endliche spektrale Breite hat, ist der Plattenabstand durch das erforderliche Dispersionsgebiet festgelegt. Eine gute Auflösungskraft kann daher nur noch durch ein hinreichend großes Reflexionsvermögen erreicht werden.

Das Auflösungsvermögen berechnet man nach folgenden Überlegungen:

Eine planparallele Luftplatte mit dem Reflexionsvermögen τ ihrer Flächen werde von einem parallelen Bündel homogenen Lichts durchsetzt. Dann entstehen nach Durchdringen der Platte in bekannter Weise Interferenzen gleicher Neigung. Die Intensität der Helligkeitsmaxima und -minima ist unter Voraussetzung unendlich vieler Reflexionen an jeder Stelle φ des Dispersionsgebietes Δ gegeben durch:

$$I = \frac{1}{(1-\tau)^2 + 4\tau \sin^2 (\pi \frac{\varphi}{\Delta})}$$

$\Delta = \frac{\lambda}{m} = \frac{\lambda^2}{2d}$ = Dispersionsgebiet

$m = \frac{2d}{\lambda}$ = Ordnungszahl

φ = variable Phasengröße

d = Abstand der Etalonplatten.

Das Maximum liegt bei $\varphi = \Delta$ bzw. $\varphi = 0$; an dieser Stelle ist

$$I_o = \frac{1}{(1-\tau)^2}$$

Der Halbwert ist $I_h = \frac{1}{2(1-\tau)^2}$; die Halbwertbreite $2\varphi_h$ ergibt sich also aus:

$$(1-\tau)^2 = 4\tau \sin^2 (\pi \frac{\varphi_h}{\Delta})$$

Somit ist die halbe Halbwertsbreite eines Interferenzmaximums:

$$\varphi_h = \frac{\Delta}{\pi} \cdot \text{arc sin} (\frac{1-\tau}{2\sqrt{\tau}})$$

Zwei benachbarte Spektrallinien können als aufgelöst gelten, wenn ihr Abstand mindestens gleich der Halbwertsbreite der Interferenzmaxima ist. Das Auflösungsvermögen des Perot-Fabry-Interferometers ist also:

$$\delta\lambda = 2\varphi_h = \frac{2\lambda^2}{\pi 2d} \cdot \arcsin\left(\frac{1-\tau}{2\sqrt{\tau}}\right)$$

Anwendung auf die Quecksilberresonanzlinie

Die gesamte Breite der 5 Komponenten beträgt nach Schüler-Keyston 46,4 mAE, der geringste Abstand zweier Komponenten ist 9,8 mAE. (Die beiden Komponenten X_{198}, + 0,161 cm^{-1} und b, + 0,132 cm^{-1} sind nicht auflösbar, sie werden daher als eine Komponente behandelt, deren Intensität gleich der Summe beider Komponenten ist; ihre Wellenzahl bzw. Wellenlänge entspricht dem gemeinsamen Schwerpunkt: $\Delta\nu$ = + 0,154 cm^{-1}; $\Delta\lambda$ = - 0,0098 AE) Die Halbwertsbreite der Komponenten durch Dopplereffekt beträgt bei Zimmertemperatur 2,2 mAE. Zur guten Trennung aller Komponenten und der Ordnungen voneinander muß das Dispersionsgebiet ungefähr Δ = 64 mAE, das Auflösungsvermögen mindestens $\delta\lambda$ = 7,6 mAE betragen. Dies verlangt den Plattenabstand:

$$d = \frac{m\lambda}{2} = \frac{\lambda^2}{2\Delta} = \frac{2{,}536^2 \cdot 10^{-10}}{128 \cdot 10^{-11}} = \frac{64}{128} = 0{,}5 \text{ cm}$$

Das Reflexionsvermögen bestimmt man aus:

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda^2} d\pi = \arcsin\left(\frac{1-\tau}{2\sqrt{\tau}}\right) = \frac{7{,}6 \cdot 0{,}5 \cdot \pi \cdot 10^{-11}}{6{,}4 \cdot 10^{-10}} = 0{,}185$$

$$\sin 0{,}185 = \frac{1-\tau}{2\cdot\sqrt{\tau}} = 0{,}184; \quad \tau = 0{,}68.$$

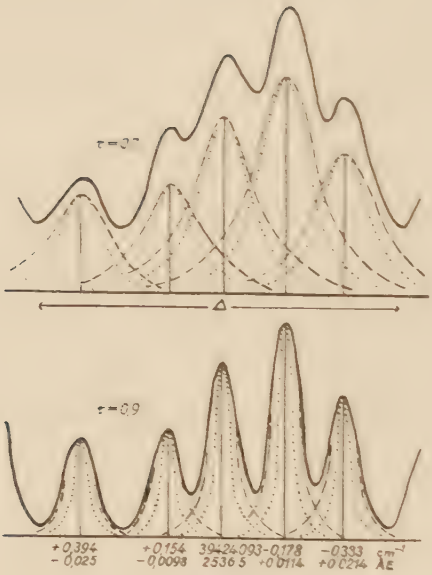
Das erforderliche Reflexionsvermögen muß also mindestens τ = 0,68 betragen.

Es ist praktisch schwierig, Etalonplatten mit so hohem Reflexionsvermögen im Ultraviolett bei genügender Durchlässigkeit herzustellen. Die zuletzt benutzten Platten hatten das Reflexionsvermögen τ = 0,9 bei gerade noch ausreichender Durchlässigkeit. Dieses ausgezeichnete Etalon wurde von Herrn Dr. E. Hochheim - Heidelberg nach seinem besonderen Verfahren verspiegelt.+)

In Abb. 5 sind die Strukturbilder dargestellt, wie man sie nach obiger Berechnung bei einem Reflexionsvermögen von τ = 0,7 und τ = 0,9 zu erwarten hat.

Abb. 6 zeigt eine Hyperfeinstrukturaufnahme der Hg-Resonanzstrahlung, die mit unserem Etalon gewonnen wurde. Das Bild ist, wie auch alle folgenden Aufnahmen, eine positive Vergrößerung.

+) Für die sorgfältige Herstellung der schwierigen Verspiegelung, die die Durchführung der Arbeit überhaupt erst ermöglichte, möchte ich Herrn Dr. E. Hochheim meinen besonderen Dank ausdrücken.



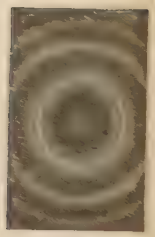


Abb. 6.
Strukturbild
entsprechend
Abb. 5, un-
ten

Abb. 5. Interferenzmaxima der Hg-Resonanzstrahlung, berechnet für Etalonplatten mit Reflexionsvermögen 0,7 (oben) und 0,9 (unten). Plattenabstand d = 5 mm

In den berechneten Strukturbildern Abb. 5 bedeuten die punktierten Kurven den Verlauf der Interferenzmaxima, der bei Einstrahlung unendlich schmaler Komponenten zu erwarten wäre, die gestrichelten Kurven entsprechen Komponenten mit Dopplerverteilung bei Zimmertemperatur, also mit einer ganzen Halbwertbreite von 2,2 mAE.

Unser Etalon besitzt nach der Berechnung ein Auflösungsvermögen von $\delta\lambda$ = 2,14 mAE bzw. $\lambda/\delta\lambda$ = $1{,}18 \cdot 10^6$, man kann mit ihm zwei Linien mit Dopplerbreite bei 20 °C, also einer Halbwertsbreite von 2,2 mAE gerade auflösen, wenn ihr Abstand nicht kleiner als 2,14 + 2,2 = 4,34 mAE ist.

Mit diesem Etalon wurde also die Struktur der selektiv reflektierten Strahlung untersucht. Die optische Anordnung ist in Abb. 7 dargestellt. Sie unterscheidet sich nicht wesentlich von der anfangs beschriebenen (Abb. 1). Auch der dort benutzte zweite Lichtweg zur Kontrolle der Lichtquelle wurde hier bisweilen gebraucht; er gestattet einen unmittelbaren Vergleich der primären mit der sekundären Strahlung, wenn man das Etalon so justiert, daß die eine Ringhälfte dem Kontrollweg, die zweite dem Meßlichtweg angehört. Das Etalon steht im parallelen Lichtweg des Spektrographen, der dank seiner achromatischen Optik eine scharfe Abbildung der Interferenzringe auf der ganzen Breite des Spaltbildes zuläßt.

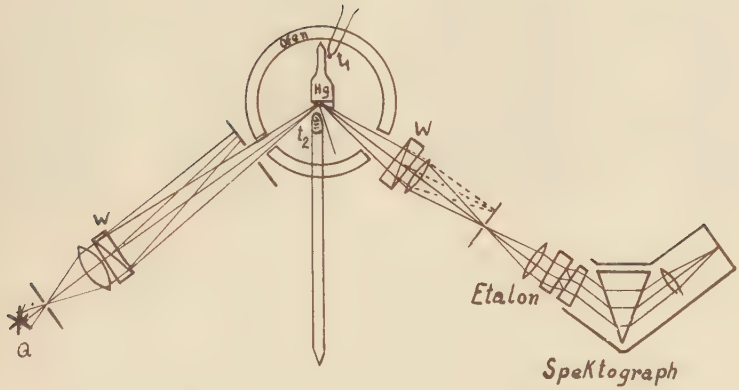


Abb. 7. Strahlengang mit Perot-Fabry Etalon.

2. Ergebnisse

Die folgenden Strukturbilder wurden sämtlich in Reflexionsrichtung aufgenommen, wobei in der beschriebenen Weise die Quarzreflexion ausgeschaltet war. Zum Vergleich sind daneben die Strukturaufnahmen der Lichtquelle unmittelbar gezeigt. Die Aufnahmen wurden wegen der großen Helligkeitsunterschiede der reflektierten Strahlung bei den verschiedenen Dampfdrucken mit verschiedenen Belichtungszeiten hergestellt. Die Apparatur blieb bei allen Aufnahmen unberührt, nur die Quecksilbertemperatur wurde geändert. Selbstverständlich wurde die Justierung der optischen Anordnung durch Kontrollaufnahmen dauernd geprüft. Als Aufnahmematerial wurden AGFA-Spektralplatten "blau extrahart" verwendet; sie geben bei Entwicklung mit Metol -Hydrochinon 1 : 1 gute Kontraste bei sehr feinem Korn.

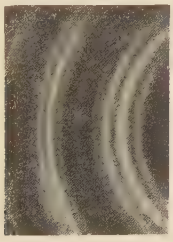


Abb. 8 a

Abb. 8 b

Strukturaufnahme der Houtermanslampe mit Wasserkühlung. Größerer Kreisdurchmesser entspricht kürzeren Wellenlängen. Die Bilder sind positive Vergrößerungen; es sind je zwei benachbarte Ordnungen dargestellt.

a) Lichtquelle unmittelbar
b) nach Reflexion bei 400 °C

Abb. 9 a

Abb. 9 b

Abb. 9 c

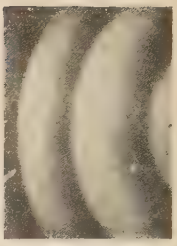


Abb. 9 d

Strukturaufnahmen der heißen Houtermanslampe

a) Lichtquelle unmittelbar
b) nach Reflexion bei 250 °C
c) nach Reflexion bei 300 °C
d) nach Reflexion bei 400 °C

Die Bilder zeigen, wie bei Steigerung des Dampfdrucks die relativen Helligkeiten der Komponenten in Reflexionsrichtung wesentlich geändert werden. Die Aufnahmen der 400 °C-Reflexion - Abb. 8 b und 9 d - und auch der 300 °C-Reflexion - Abb. 9c - lassen erkennen, daß die kurzwelligste Komponente (+ 0,394 cm^{-1}; - 25,4 mAE) (Größter Kreisdurchmesser einer Ordnung) am stärksten, daß andererseits die langwelligste Komponente (- 0,333 cm^{-1}; + 21,5 mAE) weitaus am wenigsten reflektiert wird. Bei der 250 °C Reflexion - Abb. 9 b - ist diese Intensitätsverteilung noch nicht so deutlich; hier sieht man aber eine Verminderung der Komponentenbreiten und findet damit die oben erhobene Behauptung bestätigt, daß bei Beginn der selektiven Reflexion von einer primären Strahlung mit breiten Komponenten nur die Mitten der Komponenten reflektiert werden. Eine Reflexion kann daher zunächst nicht eintreten, wenn die Mitten infolge Selbstabsorption fehlen (Abb. 3).

Es soll im Folgenden gezeigt werden, daß diese Erscheinungen mit der klassischen Dispersionstheorie im Einklang stehen. Diese wird auf die Hyperfeinstruktur der Quecksilberresonanzlinie angewandt und das Reflexionsvermögen des Quecksilberdampfes für zwei Dampfdrucke entsprechend 250 °C und 400 °C berechnet.

IV. Theorie der Dispersion des Quecksilberdampfes im Gebiet der Hyperfeinstruktur der 2536-Linie

Wir betrachten die Hg-Atome als optische Resonatoren, die bei Bestrahlung mit dem Licht der 2536-Resonanzlinie zu erzwungenen Schwingungen angeregt werden. Für sie gilt die Schwingungsgleichung:

$$m\ddot{u} + a\ddot{u} + b\dot{u} = e\,\mathfrak{E}_0\, e^{i\omega t}$$

Ihr stationäres Integral ist:

$$u\,(-\omega^2 + \frac{a}{m} + i\,\frac{b}{m}\,\omega) = e/m\,\mathfrak{E}_0\, e^{i\omega t}$$

Hierin bedeutet $\sqrt{a/m} = \omega$ die Eigenschwingung des freien Oszillators, $b/m = \gamma$ die Dampfungskonstante.

Die Amplitude ist:

$$\breve{u}_0 = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}\,\mathfrak{E}_0$$

Das elektrische Moment des Oszillators:

$$\mathfrak{p} = f \cdot e \cdot \breve{u}_0 \cdot e^{i\omega t} = \mathfrak{p}_0 \cdot e^{i\omega t}$$

und

$$\mathfrak{p}_0 = f \cdot e \cdot \breve{u}_0 = \frac{f\, e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}\,\mathfrak{E}_0$$

Hierin bedeutet f die Oszillatorenstärke.

In der Umgebung der Resonanzstelle kann ohne Fehler $\gamma\omega = \gamma\omega_0$ gesetzt werden; das elektrische Moment ist dann:

$$\mathfrak{p} = \frac{e^2}{m}\,\frac{f}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega_0}\,\mathfrak{E} = \alpha\mathfrak{E}$$

darin bedeutet:

$$\alpha = \frac{e^2}{m}\,\frac{f}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega_0}$$

Andererseits ist das elektrische Moment eines Nichtleiters:

$$\mathfrak{p} = \frac{3}{4\pi Z}\cdot\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\,\mathfrak{E} = \frac{3}{4\pi Z}\cdot\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\,\mathfrak{E} = \alpha\cdot\mathfrak{E}$$

Aus der allgemeinen Gültigkeit beider Beziehungen folgt:

$$\alpha = \frac{3}{4\pi Z}\,\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{3\mu}{4\pi L\varrho}\cdot\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{e^2}{m}\cdot\frac{f}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega_0}$$

Z = Zahl der Atome im cm^3

L = Loschmidtsche Zahl

ϱ = Dichte

μ = Atomgewicht.

Dies ist die Lorentz-Lorenz'sche Dispersionsformel für eine Absorptionsstelle. Im Folgenden wird nun die komplexe Natur des Brechungsindex durch Benutzung des deutschen Buchstabens $\mathfrak{n}$ bzw. $\mathfrak{N}$ ausgedrückt; damit lautet die Dispersionsformel für eine Absorptionsstelle:

$$\frac{\mathfrak{n}^2 - 1}{\mathfrak{n}^2 + 2} = \frac{4\pi L\varrho e^2}{3\mu m}\cdot\frac{f}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega_0} = \frac{1}{3}\eta\,\frac{f}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega_0}$$

worin $\eta = \frac{4\pi L\varrho e^2}{\mu m} = \frac{4\pi Z e^2}{m}$ ist.

Bei mehreren Absorptionsstellen muß man über diese summieren; für k Absorptionsstellen lautet dann die Dispersionsformel:

$$\frac{\varkappa^2-1}{\varkappa^2+2} = \sum_k \frac{n^2-1}{n^2+2} = \frac{1}{3}\eta \sum_k \frac{f_k}{\omega_{0k}^2-\omega^2+i\gamma_k\omega_{0k}} = \frac{1}{3}\eta A_k$$

Durch Umformen erhält man:

$$\varkappa^2 - 1 = \frac{\eta A_k}{1-\frac{1}{3}\eta A_k}$$

Es bedeutet hierin:

$$A_k = \sum_k \frac{f_k}{\omega_{0k}^2-\omega^2+i\gamma_k\omega_{0k}} = \sum_k \frac{f_k}{a_k + i b_k}$$

$$A_k = \sum_k \frac{f_k (a_k - i b_k)}{a_k^2 + b_k^2}$$

$$a_k = \omega_{0k}^2 - \omega^2$$

$$b_k = \gamma_k \omega_{0k}$$

Daraus wird:

$$A_k = \sum_k \frac{f_k a_k}{a_k^2+b_k^2} - i \sum_k \frac{f_k b_k}{a_k^2+b_k^2} = A - iB$$

$$A = \sum_k \frac{f_k a_k}{a_k^2+b_k^2} = \sum_k \frac{f_k(\omega_{0k}^2-\omega^2)}{(\omega_{0k}^2-\omega^2)^2+\gamma_k^2\omega_{0k}^2}$$

$$B = \sum_k \frac{f_k b_k}{a_k^2+b_k^2} = \sum_k \frac{f_k \gamma_k \omega_{0k}}{(\omega_{0k}^2-\omega^2)^2+\gamma_k^2\omega_{0k}^2}$$

Die Dispersionsformel lautet dementsprechend:

$$\varkappa^2 - 1 = \frac{\eta A - i\eta B}{1-\frac{1}{3}\eta(A-iB)} = \frac{(\eta A - i\eta B)(1-\frac{1}{3}\eta A - i\frac{1}{3}\eta B)}{(1-\frac{1}{3}\eta A)^2 + \frac{1}{9}\eta^2 B^2}$$

Trennung der reellen und imaginären Glieder gibt:

$$\varkappa^2 - 1 = \frac{\eta A - \frac{1}{3}\eta^2(A^2+B^2)}{1-\frac{2}{3}\eta A + \frac{1}{9}\eta^2(A^2+B^2)} - i \frac{\eta B}{1-\frac{2}{3}\eta A + \frac{1}{9}\eta^2(A^2+B^2)}$$

Aus $\varkappa = N(1-iK)$ folgt:

$$N^2(1-K^2) - 1 = U = \frac{\eta A - \frac{1}{3}\eta^2(A^2+B^2)}{1-\frac{2}{3}\eta A + \frac{1}{9}\eta^2(A^2+B^2)}$$

$$2N^2K = V = \frac{\eta B}{1-\frac{2}{3}\eta A + \frac{1}{9}\eta^2(A^2+B^2)}$$

In der folgenden Berechnung wird die Frequenz in Wellenzahlen angegeben; die Dämpfung wird im Kreisfrequenzmaß beibehalten. Folgende zulässigen Vereinfachungen werden eingeführt:

$$\omega_{0k}^2 - \omega^2 = 2\omega_{0k}(\omega_{0k}-\omega); \qquad \gamma_k = \gamma$$

und $\omega_{0k} \approx \omega_0$, wenn es als Faktor auftritt. Somit wird:

$$A = \sum_k \frac{f_k(\omega_{0k}^2-\omega^2)}{(\omega_{0k}^2-\omega^2)^2+\gamma_k^2\omega_{0k}^2} \approx \sum_k \frac{f_k(\omega_{0k}-\omega)}{2\omega_0[(\omega_{0k}-\omega)^2+\frac{\gamma^2}{4}]} = \frac{1}{8\pi^2c^2}\sum_k \frac{f_k(\nu_{0k}-\nu)}{\nu_0[(\nu_{0k}-\nu)^2+(\frac{\gamma}{4\pi c})^2]}$$

$$B = \sum_k \frac{f_k\gamma_k\omega_{0k}}{(\omega_{0k}^2-\omega^2)^2+\gamma_k^2\omega_{0k}^2} \approx \sum_k \frac{f_k\gamma}{4\omega_0[(\omega_{0k}-\omega)^2+\frac{\gamma^2}{4}]} = \frac{1}{32\pi^3c^3}\sum_k \frac{f_k\gamma}{\nu_0[(\nu_{0k}-\nu)^2+(\frac{\gamma}{4\pi c})^2]}$$

Also:

$$A = \frac{1}{8\pi^2c^2\nu_0}\sum_k \frac{f_k\,\Delta\nu_k}{\Delta\nu_k^2+(\frac{\gamma}{4\pi c})^2} \qquad B = \frac{1}{32\pi^3c^3\nu_0}\sum_k \frac{f_k\gamma}{\Delta\nu_k^2+(\frac{\gamma}{4\pi c})^2}$$

Aus A und B kann man nun die Größen U und V berechnen, daraus erhält man den Brechungsindex N und den Absorptionskoeffizienten K durch Eliminieren von K aus den Beziehungen:

$$N^2(1-K^2) - 1 = U; \quad 2N^2K = V$$

Es folgt dann:

$$N^2 = \frac{1}{2}(1+U+\sqrt{(1+U)^2+V^2}); \quad K = \frac{V}{2N^2}$$

Die Kenntnis der optischen Größen N und K verhilft jetzt zur Berechnung des Reflexionsvermögens. Hierfür muß man von den Fresnelschen Formeln ausgehen und folgendermaßen rechnen:

Metallreflexion bei schrägem Einfall.

Bei linear polarisiertem Licht mit dem elektrischen Vektor parallel zur Einfallsebene gilt für die reflektierte Amplitude:

$$I_p' = I_p \frac{n_2\cos\vartheta - n_1\cos\vartheta''}{n_2\cos\vartheta + n_1\cos\vartheta''} = I_p \frac{\frac{n_2}{n_1}\cos\vartheta - \cos\vartheta''}{\frac{n_2}{n_1}\cos\vartheta + \cos\vartheta''}$$

Hierin bedeutet, da es sich um Reflexion an der Fläche Quarz-Quecksilberdampf handelt,

n_1 = der Brechungsindex vom Quarz,

n_2 = $N(1-iK)$ = der komplexe Brechungsindex des Hg-Dampfes.

Im Folgenden wird stets das Verhältnis $\frac{N}{n_1} = n$ genannt, dann lautet die Fresnelsche Formel:

$$I_p' = I_p \frac{\frac{N}{n_1}(1-iK)\cos\vartheta - \cos\vartheta''}{\frac{N}{n_1}(1-iK)\cos\vartheta + \cos\vartheta''} = I_p \cdot \frac{n(1-iK)\cos\vartheta - \cos\vartheta''}{n(1-iK)\cos\vartheta + \cos\vartheta''}$$

Wegen $\sin\vartheta'' = \frac{\sin\vartheta}{n(1-iK)}$ gilt:

$$\cos\vartheta'' = \sqrt{1-\frac{\sin^2\vartheta}{n^2(1-iK)^2}} = \frac{1}{n(1-iK)}\sqrt{n^2(1-iK)^2-\sin^2\vartheta}$$

Also ist

$$\frac{I_p'}{I_p} = \frac{n(1-iK)\cos\vartheta - \frac{1}{n(1-iK)}\sqrt{n^2(1-iK)^2 - \sin^2\vartheta}}{n(1-iK)\cos\vartheta + \frac{1}{n(1-iK)}\sqrt{n^2(1-iK)^2 - \sin^2\vartheta}}$$

$$\frac{I_p'}{I_p} = \frac{n^2(1-iK)^2\cos\vartheta - \sqrt{n^2(1-iK)^2 - \sin^2\vartheta}}{n^2(1-iK)^2\cos\vartheta + \sqrt{n^2(1-iK)^2 - \sin^2\vartheta}} = \frac{X-iY - \sqrt{x-iy}}{X-iY + \sqrt{x-iy}}$$

Darin bedeuten: $X = n^2(1-K^2)\cos\vartheta$ $\qquad x = n^2(1-K^2) - \sin^2\vartheta$

$Y = 2n^2 K\cos\vartheta$ $\qquad y = 2n^2 K.$

Dies ist ein komplexer Ausdruck von der Form $I_p'/I_p = q\cdot e^{i\delta}$, aus dem man durch Erweiterung mit seiner konjugiert komplexen Zahl

$$\left|\frac{I_p'}{I_p}\right|^2 = R$$

erhält. Das Reflexionsvermögen ist also:

$$R = \frac{X-iY - \sqrt{x-iy}}{X-iY + \sqrt{x-iy}} \cdot \frac{X+iY - \sqrt{x+iy}}{X+iY + \sqrt{x+iy}}$$

Es gilt nun: $\quad X \pm iY = \varrho\cdot e^{\pm i\chi} \qquad x \pm iy = r\cdot e^{\pm i\varphi}$

$$\varrho = \sqrt{X^2 + Y^2} \qquad r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

$$\sin\chi = \frac{Y}{\varrho} \qquad \sin\varphi = \frac{y}{r}$$

Somit:

$$R = \frac{\varrho\cdot e^{-i\chi} - \sqrt{r}\cdot e^{-i\frac{\varphi}{2}}}{\varrho\cdot e^{-i\chi} + \sqrt{r}\cdot e^{-i\frac{\varphi}{2}}} \cdot \frac{\varrho\cdot e^{i\chi} - \sqrt{r}\cdot e^{i\frac{\varphi}{2}}}{\varrho\cdot e^{i\chi} + \sqrt{r}\cdot e^{i\frac{\varphi}{2}}}$$

$$= \frac{\varrho^2 + r - \sqrt{\varrho^2 r}\cdot\left(e^{i(\frac{\varphi}{2}-\chi)} + e^{-i(\frac{\varphi}{2}-\chi)}\right)}{\varrho^2 + r + \sqrt{\varrho^2 r}\cdot\left(e^{i(\frac{\varphi}{2}-\chi)} + e^{-i(\frac{\varphi}{2}-\chi)}\right)}$$

Also ist das Reflexionsvermögen bei schrägem Einfall:

$$R = \frac{\varrho^2 + r - 2\sqrt{\varrho^2 r}\cdot\cos(\frac{1}{2}\varphi - \chi)}{\varrho^2 + r + 2\sqrt{\varrho^2 r}\cdot\cos(\frac{1}{2}\varphi - \chi)}$$

Hierin bedeuten nach obiger Definition:

$$\varrho^2 = X^2 + Y^2 = n^4\cos^2\vartheta(1+K^2)^2$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{n^4(1+K^2)^2 - 2n^2\sin^2\vartheta(1-K^2) + \sin^4\vartheta}$$

$\cos(\frac{1}{2}\varphi - \chi)$ wird gewonnen aus:

$$\sin\varphi = \frac{y}{r} = \frac{2n^2 K}{r}$$

$$\sin\chi = \frac{Y}{\varrho} = \frac{2K}{1+K^2}$$

Berechnung von Dispersion und Reflexionsvermögen

I. Die Konstante $\eta = \frac{4\pi e^2}{m} \cdot Z.$

Die in η enthaltene Anzahl von Atomen im cm^3 ist:

$$Z = C \cdot \frac{273}{760} \cdot \frac{p\ (mm\ Hg)}{T}\ ; \quad C = 2{,}7 \cdot 10^{19}\ \text{(Avogadro)}$$

$$Z = 9{,}7 \cdot 10^{18} \cdot \frac{p\ (mm)}{T}$$

Hieraus ergibt sich:

$$\eta = \frac{4\pi \cdot 4{,}8^2 \cdot 10^{-20} \cdot 9{,}7 \cdot 10^{18}}{8{,}98 \cdot 10^{28}} \cdot \frac{p\ (mm)}{T} = 3{,}12 \cdot 10^{28} \cdot \frac{p}{T}$$

II. Die Dämpfungskonstante γ.

Sie setzt sich zusammen aus:

a) Dämpfung durch Dopplereffekt: Diese wird am einfachsten bestimmt aus der Dopplerverbreiterung einer Spektrallinie. Die Dämpfungskonstante durch Dopplereffekt entspricht der ganzen Halbwertsbreite in Kreisfrequenzen; gemäß dem Maxwellschen Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung beträgt die Dopplerdämpfung:

$$\gamma_D = \Delta\omega_h = 7{,}162 \cdot 10^{-7} \cdot \omega_o \cdot \sqrt{\frac{T}{\mu}}$$

$$= 7{,}162 \cdot 10^{-7} \cdot 2\pi \cdot 1{,}18 \cdot 10^{15} \sqrt{\frac{T}{200}}$$

$$= 3{,}775 \cdot 10^{8} \cdot \sqrt{T}$$

b) Stoßdämpfung: Die Oszillatoren können wegen häufiger Zusammenstöße nicht frei ausschwingen, daher muß für die Schwingungsgleichung eine Lösung gesucht werden, die der Anfangsbedingung genügt, daß zur Zeit t_o der Stoßauslöschung Amplitude und Geschwindigkeit Null sind. Also:

$$\ddot{w}(t_o) = 0; \qquad \dot{w}(t_o) = 0.$$

Die Häufigkeit dieser Zeitpunkte entspricht der mittleren freien Laufzeit $t - t_o = \bar{\tau}$.

Unter Beachtung dieser Anfangsbedingungen bei der Integration der Schwingungsgleichung folgt für die Stoßdämpfung:

$$\gamma_S = \frac{2}{t - t_o} = \frac{2}{\bar{\tau}} \qquad [15]$$

Die mittlere freie Weglänge der Atome ist:

$$\ell = \bar{\tau} \cdot \bar{v} = \frac{kT}{\sqrt{2}\,\pi\, p\, \sigma^2}$$;

σ = Atomdurchmesser
p = Druck in dyn/cm^2
μ = Atomgewicht
R = Gaskonstante in erg/Mol·Grad
k = Boltzmannkonstante

Ihre mittlere Geschwindigkeit ist:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$$

Und es wird jetzt:

$$\frac{\gamma_S}{2} = \frac{1}{\bar{\tau}} = \frac{\bar{v}}{\ell} = \sqrt{\frac{8\,RT}{\pi\mu}} \cdot \frac{\sqrt{2}\,\pi\, p\, \sigma^2}{k\,T} = 4\, p\, \sigma^2 \sqrt{\frac{\pi}{\mu T}} \cdot \sqrt{\frac{R}{k}}$$

$$\gamma_S = 8\, p\, \sigma^2 \sqrt{\frac{\pi}{\mu T}} \cdot \sqrt{\frac{R}{k}} = 8\, p\, \sigma^2\, L \sqrt{\frac{\pi}{\mu R T}}.$$

$$L = \frac{R}{k} = \text{Loschmidtsche Zahl.}$$

Der optisch wirksame Atomdurchmesser σ ist nicht genau bekannt; es wird im vorliegenden Falle der dreifache Wert des gaskinetischen Atomdurchmessers, also $\sigma = 10^{-7}$ cm angenommen.

Durch Einsetzen der Konstanten in obige Gleichung erhält man für die Stoßdämpfung:

$$\gamma_S = 6{,}647 \cdot 10^5 \cdot \frac{p\ (\text{mm Hg})}{T}.$$

c) Strahlungsdämpfung

$$\gamma_f = \frac{f}{\tau_0}$$;

f = Oszillatorenstärke
τ_0 = mittl. Anregungsdauer

Entsprechend den gegebenen Bedingungen hoher Temperatur und Dichte des Quecksilberdampfs ist die Strahlungsdämpfung sehr klein gegenüber Stoß- und Dopplerdämpfung. Sie wird daher ohne Fehler vernachlässigt.

Für die Berechnung der Gesamtdämpfung wird zur Vereinfachung angenommen, daß die beiden Dämpfungskonstanten sich nach der Beziehung $\gamma = \sqrt{\gamma_D^2 + \gamma_S^2}$ zusammensetzen; dies gilt streng nur für exponentiellen Verlauf der Intensitätsverteilung, kann aber in der Nähe der Linienmitte auch in unserem Falle mit genügender Näherung angenommen werden, zumal die Stoßdämpfungskostante nur größenordnungsmäßig bekannt ist.

Es werden zwei Fälle betrachtet:

1. Temperatur des flüssigen Quecksilbers $t_1 = 250\ ^\circ C$.
   Dampfdruck $p = 76$ mm Hg $= 10^5$ dyn/cm^2

Temperatur des Quecksilberdampfes $t_2 = 265\ ^\circ C$
$T = 538\ ^\circ$

$$\eta = 3{,}12 \cdot 10^{28} \cdot \frac{76}{538} = 4{,}41 \cdot 10^{27}$$

a) Dopplerdämpfung $\gamma_D = 3{,}775 \cdot 10^8 \cdot \sqrt{538} = 8{,}76 \cdot 10^9$

b) Stoßdämpfung $\gamma_S = 6{,}647 \cdot 10^5 \cdot \frac{10^5}{538} = 2{,}87 \cdot 10^9$

Gesamtdämpfung $\gamma = \sqrt{76{,}7 + 8{,}2} \cdot 10^9 = 9{,}215 \cdot 10^9$

entsprechend einer Halbwertsbreite von 3,14 mAE.

2. Temperatur des flüssigen Quecksilbers $t_1 = 400\ ^\circ C$
Dampfdruck $p = 1566$ mm Hg $= 2{,}09 \cdot 10^6$ dyn/cm^2
Temperatur des Quecksilberdampfes $t_2 = 430\ ^\circ C$
$T^2 = 703\ ^\circ$

$$\eta = 3{,}12 \cdot 10^{28} \cdot \frac{1566}{703} = 6{,}964 \cdot 10^{28}$$

a) Dopplerdämpfung $\gamma_D = 3{,}775 \cdot 10^8 \cdot \sqrt{703} = 1{,}00 \cdot 10^{10}$

Stoßdämpfung $\gamma_S = 6{,}647 \cdot 10^5 \cdot \frac{2{,}09 \cdot 10^6}{703} = 5{,}24 \cdot 10^{10}$

Gesamtdämpfung $\gamma = \sqrt{1{,}0023 + 27{,}46} \cdot 10^{10} = 5{,}335 \cdot 10^{10}$

entsprechend einer Halbwertsbreite von 18,2 mAE.

III. Die Oszillatorenstärken

Die Oszillatorenstärken der 5 Komponenten sind aus der gesamten Oszillatorenstärke der Resonanzstelle und den relativen Intensitäten der Komponenten berechnet. Die gesamte Oszillatorenstärke $f = \sum_k f_k$ ist von Ladenburg und Wolfsohn [16] zu $f = 0{,}0256$ bestimmt worden. Die Intensitäten wurden von Schüler und Keyston angegeben.

In folgender Tabelle sind die relativen Intensitäten und die Oszillatorenstärken der 5 Komponenten zusammengestellt. Die Lagen der Komponenten sind in Wellenzahlabständen $\Delta\nu_k$ von der mittleren Komponente angegeben.

Tabelle I.

$\Delta\nu_k$ (cm^{-1})	I_k	k
−0,333	19,2	0,00499
−0,178	29,3	0,00762
0,000	23,8	0,00620
+0,154	14,45	0,00376
+0,394	13,25	0,00345

(Die Komponente + 0,154 ist in Wirklichkeit doppelt, jedoch nicht auflösbar; die angegebene Frequenz ist ein Mittelwert, die Intensität ist die Summe beider Teile.)

In der beschriebenen Weise wurden Brechungsindex N, Absorptionskoeffizient K und Reflexionsvermögen R des Hg-Dampfes für die beiden Fälle

t_1 = 250 °C, p = 76 mm Hg und t_1 = 400 °C, p = 1566 mm Hg an einer größeren Zahl von Stellen $\Delta\nu$ des Spektralbereiches der 2536-Hyperfeinstruktur berechnet. Diese Werte sind in Tabelle II aufgeführt, den Verlauf von Brechungsindex und Reflexionsvermögen zeigt Abb. 10, ihr entsprechen die Strukturaufnahmen der Abb. 9 b und 9 d (Seite 10).

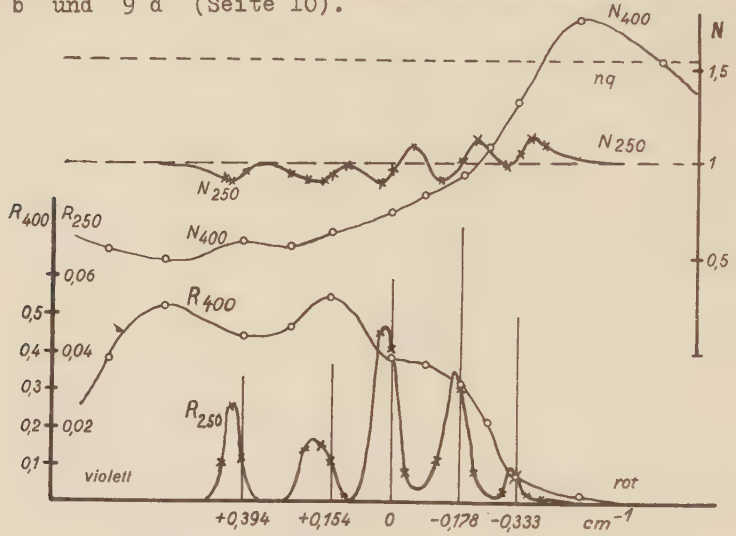


Abb. 10. Dispersion und Reflexionsvermögen des Hg-Dampfes im Bereich der 2536-Hyperfeinstruktur.

Tabelle II

$\Delta\nu$ (cm^{-1})	250 °C			400 °C		
	N	K	R	N	K	R
+0,757				0,54	0,204	0,377
+0,607				0,48	0,426	0,523
+0,450	0,925	0,021	0,010			
+0,425	0,912	0,047	0,025			
+0,394	0,959	0,117	0,012	0,58	0,662	0,443
+0,267	0,958	0,013	0,001	0,567	0,911	0,462
+0,223	0,922	0,020	0,014			
+0,180	0,904	0,067	0,015			
+0,154	0,953	0,133	0,011	0,625	1,072	0,548
+0,120	0,998	0,051	0,002			
+0,030	0,897	0,095	0,045			
00,000	0,975	0,207	0,041	0,734	1,090	0,376
-0,089				0,824	1,029	0,362
-0,178	1,005	0,246	0,030	0,928	1,027	0,318
-0,255				1,098	0,925	0,210
-0,300	0,998	0,067	0,003			
-0,333	1,055	0,160	0,007	1,315	0,787	0,065
-0,360	1,144	0,073	0,002			
-0,400	1,100	0,021	0,0001			
-0,493				1,775	0,358	0,021
-0,757				1,538	0,101	0,0008

Der Vergleich mit den Strukturaufnahmen ergibt eine qualitativ recht gute Übereinstimmung zwischen dem berechneten Verlauf des Reflexionsvermögens und der relativen Intensitäts- und Breitenänderung der Komponenten bei der Reflexion. Wenn man eine Lichtquelle benutzt, deren Strahlung im Bereich der 2536-Hyperfeinstruktur kontinuierlich ist, dann muß die spektrale Intensitätsverteilung des reflektierten Lichtes genau dem Verlauf des Reflexionsvermögens entsprechen. Diese Voraussetzung ist bei den vorliegenden Aufnahmen zwar nicht ganz erfüllt, aber doch soweit angenähert, daß ein qualitativer Vergleich der Strukturaufnahmen des reflektierten Lichtes mit den berechneten Kurven des Reflexionsvermögens möglich ist. Abb. 9 a läßt die beinahe kontinuierliche Intensitätsverteilung der Lichtquelle erkennen; nur die kurzwelligste Komponente +0,394 cm^{-1} bleibt getrennt. Die Komponenten der bei 250 °C reflektierten Strahlung - Abb. 9 b - haben eine Intensitätsverteilung, die dem berechneten Verlauf des Reflexionsvermögens dieser Temperatur - Kurve R_{250} in Abb. 10 - durchaus ähnlich ist. Die Komponenten sind nach der Reflexion bedeutend schmaler geworden als die Komponenten der Lichtquelle, sodaß sie deutlich voneinander getrennt erscheinen, wie dies dem Verlauf des Reflexionsvermögens - R_{250} - entspricht. Bei der 300°C-Reflexion - Abb. 9 c - sind die Komponenten schon breiter, die maximale Intensität liegt mehr bei den kurzwelligen Komponenten. Die Abb. 9 d der 400 °C-Reflexion entspricht der berechneten Kurve R_{400} in Abb. 10. Die Intensität liegt hier zum größten Teil bei den kurzwelligsten Komponenten +0,394 und +0,154 cm^{-1}; sie fällt nach längeren Wellen hin (Komponenten 0,000, -0,178, -0,333 cm^{-1}) genau wie die Kurve R_{400} rasch ab. Die Komponenten sind hier, entsprechend dem gleichmäßigen Verlauf der Kurve R_{400}, ebenso wenig getrennt, wie die Komponenten der Lichtquelle.

V. Die selektive Reflexion am Hg-Dampf in Abhängigkeit von Stärke und Richtung einwirkender Magnetfelder

1. Änderung der Linienstruktur

Durch die folgenden Versuche sollte festgestellt werden, wi sich der reflektierende Hg-Dampf in Magnetfeldern verhält. Die Versuche wurden hier nur mit Magnetfeldern senkrecht zur Einfallsebene durchgeführt, weil die Apparatur für andere Feldrichtungen nicht geeignet war. Im Übergangsgebiet von Resonanzfluoreszenz zu selektiver Reflexion (170 °C bis 300 °C) hat, wie vorhin gezeigt wurde, der Brechungsindex, ebenso wie das Absorptionsvermögen eine 5 fache Struktur, d.h. 5 Stellen anomaler Dispersion im Spektralbereich der 2536 AE-Resonanzlinie; daraus folgt ebenfalls eine 5 fache Hyperfeinstruktur des Reflexionsvermögens. Es ist hiernach zu erwarten, daß unter dem Einfluß eines Magnetfeldes die Extremwerte des Brechungsindex in diesem Druckbereich des Hg-Dampfes Aufspaltungen erfahren, die dem Zeemannkomponenten der Hyperfeinstruktur der Resonanzfluoreszenz entsprechen.

Dies wurde mit dem Perot-Fabry Interferometer in der beschriebenen Anordnung (Abb. 7) untersucht. Das Reflexionsgefäß befindet sich nun im Ofen zwischen den Polen eines Elektromagneten, wie es in Abb. 11 dargestellt ist.

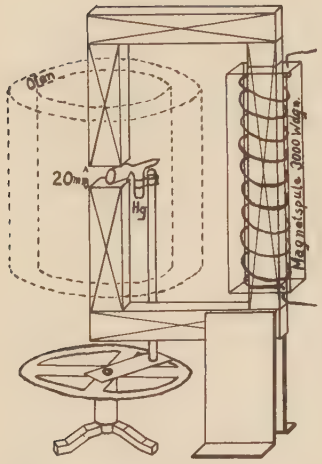


Abb. 11. Reflexionsgefäß im Magnetfeld.

Der Magnet liefert in der Umgebung der reflektierenden Fläche ein annähernd homogenes Feld von 1200 Oersted. Diese Feldstärke reicht aus, um in dieser Anordnung die σ-Aufspaltungen des Zeemaneffektes zu bemerken.

Der Zeemaneffekt der 2536-Hyperfeinstruktur wurder u.a. von Mrozowski [10] sowie von Zvironas [12] im Experiment untersucht; Inglis [13] stellte im Anschluß an die Arbeiten von Zvironas eine theoretische Berechnung der Aufspaltung einiger Komponenten an, die zu guter Übereinstimmung mit den Arbeiten von Zvironas führten. Danach ist der Zeemanneffekt der Hg-Resonanzlinie bekannt; seine Struktur besteht aus 26 Komponenten, die bei 1000 Oersted eine Gesamtbreite von etwa 50 mAE einnehmen.

Hieraus und aus der im III. Teil gegebenen Beschreibung des Perot-Fabry Interferometers wird klar, daß eine Auflösung dieser vielen Komponenten durch das Etalon nicht möglich ist. Man kann nur eine Verwaschung oder bestenfalls eine Veränderung des Strukturbildes erwarten und muß sich bei der vorliegenden Untersuchung darauf beschränken, festzustellen, ob bei der Reflexion ein Zeemanneffekt auftritt oder nicht.

Nach dem von Inglis und Zvironas angegebenen σ-Aufspaltungsbild ist die Aufspaltung der normalen σ-Komponenten bei 1100 Oersted gerade gleich etwa dem halben Komponentenabstand (5 mAE); bei den Komponenten + 0,394; + 0,154; -0,333 cm^{-1} treten insgesamt 14 anomale σ-Komponenten auf, deren Aufspaltung geringer ist als die der normalen Komponenten. Ein Strukturbild allein der normalen Komponenten würde bei 1100 Oersted also eine Verschiebung aller Komponenten gegenüber der Struktur ohne Magnetfeld gerade in die Lücken zwischen den ursprünglichen Komponenten zeigen. Die anomalen σ-Komponenten überbrücken jedoch an den Stellen + 0,394; + 0,154; - 0,333 cm^{-1} die benachbarten normalen Komponenten und verursachen hier eine Verwaschung der Struktur.

Aus den Strukturaufnahmen der Resonanzfluoreszenz Abb. 12 ist das Auftreten des Zeemanneffektes deutlich zu ersehen.

Ein ähnliches Strukturbild ist bei Beobachtung der selektiv reflektierten Strahlung in dem Druckgebiet des Quecksilberdampfes, in dem die Dämpfungsbreiten der Komponenten noch nicht zu gegenseitiger Überlappung führen, zu erwarten, sofern die Extremwerte des Brechungsindex und somit auch des Reflexionsvermögens Zeemannaufspaltungen erleiden. Es wurden also in gleicher Weise wie im III. Teil dieser Arbeit Strukturaufnahmen der bei 250 °C reflektierten Strahlung ohne und mit Magnetfeldern von 1100 Oersted hergestellt. Hierbei diente als primäre Lichtquelle wieder die heiße Houtermanslampe mit ihrer im Bereich der 2536-Hyperfeinstruktur fast kontinuierlichen Strahlung. Diese Aufnahmen zeigt Abb. 13. Hierbei wurde, wie anfangs (Abb. 1 und Seite 8) beschrieben, über einen

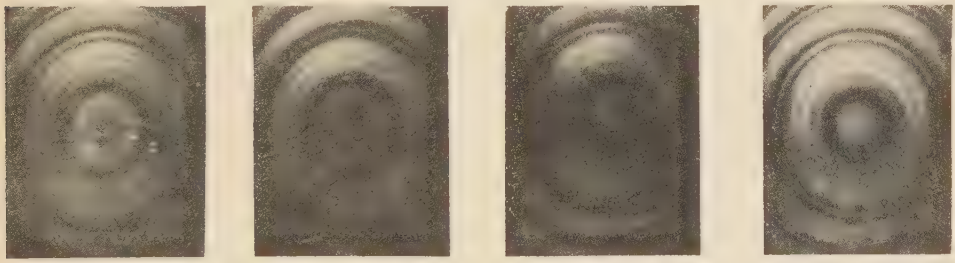
Abb. 12 a

Abb. 12 b

Zeemanneffekt der Resonanzstrahlung bei 20 °C und Erregung mit heißer Houtermanslampe.

a) Struktur der Resonanzstrahlung ohne Magnetfeld
b) Struktur der Resonanzstrahlung mit 1000 Oersted

zweiten Lichtweg die Struktur der Lichtquelle unmittelbar mitaufgenommen, derart, daß die obere Ringhälfte dem Meßlichtweg, die untere dem Kontrollweg angehört. Dadurch ist es im Prinzip möglich, die Komponentenverschiebung unter dem Einfluß des Magnetfeldes bei der Reflexion unmittelbar zu erkennen.



a b c d

Abb. 13. Einfluß von Magnetfeldern auf die selektive Reflexion

Obere Ringhälfte: Bei 250 °C reflektierte Strahlung
Untere Ringhälfte: Primäre Lichtquelle (heiße Houtermanslampe)

a) und d): ohne Magnetfeld
b) 1100 Oersted c) 300 Oersted

Abb. 13 läßt die Zeemannaufspaltung der selektiv reflektierten Strahlung erkennen; allerdings zeigt sie nicht die nach Abb. 12 b erwartete Strukturverwaschung, man sieht hier vielmehr statt 5 jetzt nur 4 Komponenten, die anscheinend in die Lücken zwischen den ursprünglichen Komponenten gerückt sind. Offenbar sind die relativen Intensitäten der reflektierten Zeemannkomponenten von denen der Resonanzfluoreszenz verschieden und täuschen dadurch eine veränderte Struktur vor. Ein Magnetfeld von 300 Oersted bewirkt noch keine merkliche Veränderung der Struktur (Abb. 13 c); dies war nach den Angaben von Mrozowski, Zvironas und Inglis [10], [12], [13] auch nicht zu erwarten. Es sei hier bemerkt, daß die gezeigte Änderung der Struktur von der Richtung des Magnetfeldes unabhängig ist.

Die Aufnahmen Abb. 13 können nicht als eindeutiger Nachweis der Zeemannaufspaltung des selektiven Reflexionsvermögens bewertet werden, hierzu muß vielmehr eine Änderung der Ringdurchmesser unter dem Einfluß des Magnetfeldes nachgewiesen werden. Voraussetzung dafür ist die absolute Konstanthaltung der Justierung des Etalons, die sehr temperaturempfindlich ist. Dies ist uns bei den notwendigen langen Belichtungszeiten (bis zu 6 Stunden je Aufnahme) infolge des geringen Abstandes des Etalons vom Ofen bisher nicht ganz gelungen. Die Herstellung der in Abb. 13 gezeigten Aufnahmen dauerte 24 Stunden; in dieser Zeit änderte sich die Temperatur im Beobachtungsraum um 4°. Die dadurch bedingte Änderung der Ringdurchmesser ist aus den beiden gleichwertigen Bildern 13 a und 13 d zu erkennen.

2. Änderungen der Intensität

Im Verlauf dieser Untersuchungen zeigte sich beim Einschalten des Magnetfeldes eine deutliche Änderung der reflektierten Intensität. Es zeigte sich ferner, daß je nach der Richtung des einwirkenden Magnetfeldes Aufhellung oder Verdunkelung eintrat. Diese Erscheinung ist mit bloßem Auge ohne weiteres auf dem Leuchtschirm wahrnehmbar. Bei einer Hg-Temperatur von 250 °C ergibt ein Magnetfeld von 300 Oersted eine Steigerung der reflektierten Intensität auf ungefähr den doppelten Betrag, die kommutierte Feldrichtung gleicher Stärke vermindert dagegen die Intensität auf die Hälfte. Strahlengang und Anordnung der Apparatur ist dabei genau so, wie anfangs beschrieben (Abb. 1, bzw. 7 und 11): Linear polarisiertes Licht mit dem elektrischen Vektor parallel zur Einfallsebene wurde unter dem Polarisationswinkel des Quarzes an der Fläche Quarz-Quecksilberdampf reflektiert. Man beobachtet also nur den Reflex am Quecksilberdampf. Das Magnetfeld ist in der Umgebung der reflektierenden Fläche annähernd homogen, es steht senkrecht auf dem elektrischen Vektor des reflektierten Lichtes. In dieser Anordnung zeigte die Erscheinung den in Abb. 14 dargestellten Intensitätsverlauf. Die Kurven sind wieder genau so gewonnen, wie anfangs beschrieben wurde (S. 1 ff und Abb. 3), sie sind also nur qualitativ zu bewerten. Es wurde bei konstanten Magnetfeldern beider Richtungen mit veränderlicher Dampfdichte eine Reihe von Intensitätskurven aufgenommen (Abb. 14 a), zum anderen wurde bei konstanter Dampfdichte die Feldstärke geändert und kommutiert (Abb. 14 b).

Die Kurven zeigen, daß die Erscheinung bei bestimmter Feldstärke ein Maximum, bei kommutiertem Feld etwa der gleichen Stärke ein Minimum der Intensität hat. Die Extremwerte verschieben sich mit wachsender Dampfdichte nach größeren Magnetfeldern.

Abb. 15 zeigt Strukturaufnahmen dieses Magneteffektes.

Die Vorzeichen + und - bedeuten aufhellende bzw. verdunkelnde Feldrichtung; diese ist im übrigen keineswegs eindeutig, sie hängt vielmehr auch noch von der Richtung des Lichtweges ab. Eine Umkehr des Lichtweges ergibt auch eine Umkehr des Effektes; bei Vertauschen von Lichtquelle und Beobachterstandpunkt sieht man mit derselben Feldrichtung jetzt statt Aufhellung Verdunkelung und umgekehrt.

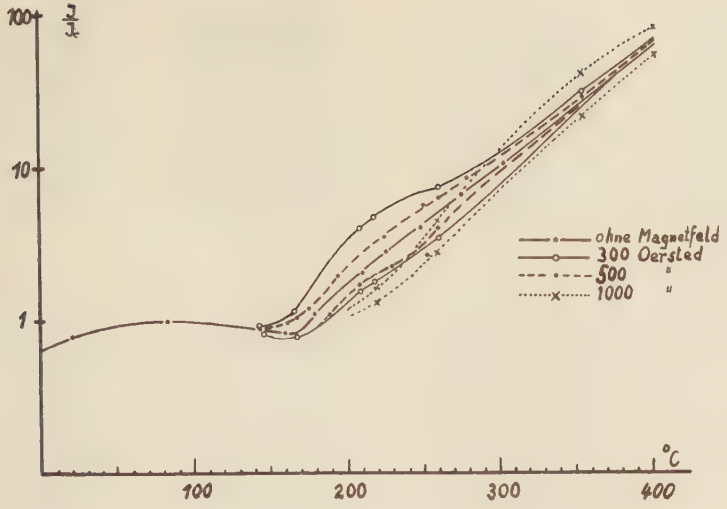


Abb. 14 a

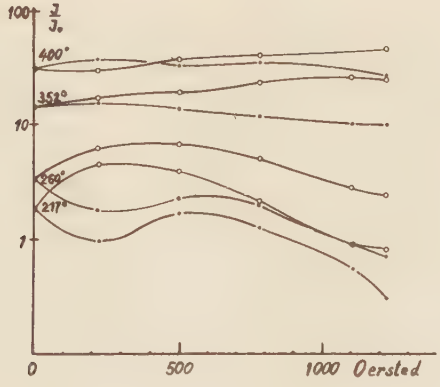
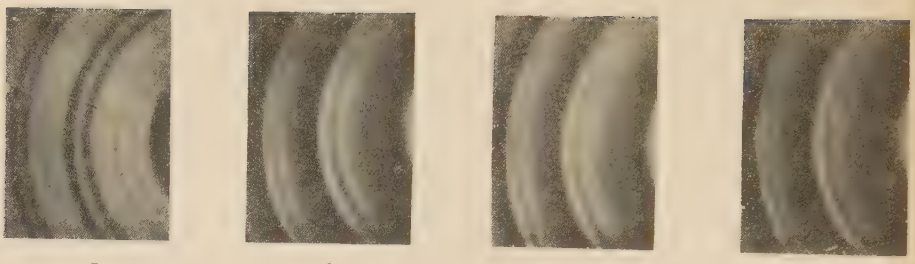


Abb. 14 b

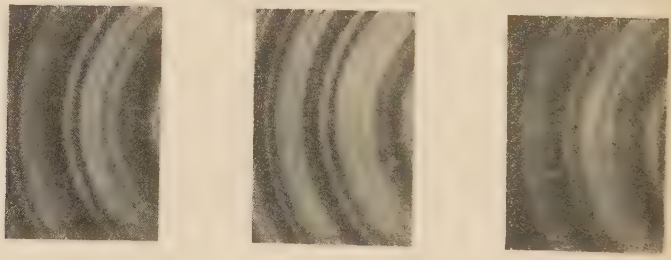
Einfluß von Magnetfeldern auf die Reflexion

Über eine relativ verschiedene Beeinflussung der Komponenten kann aufgrund der bisher vorliegenden Strukturaufnahmen noch nichts ausgesagt werden. Abgesehen von dem in Abb. 13 b gezeigten Fall, wo die Hyperfeinstruktur offenbar durch Zeemaneffekt verändert ist, kann man aus den Photogrammen der Strukturbilder des Magneteffektes keinerlei relativ verschiedene Beeinflussung der reflektierten Komponenten ersehen.

Es wurde untersucht, ob auch der senkrecht zur Einfallsebene schwingende elektrische Lichtvektor bei der selektiven Reflexion Intensitätsänderungen durch Magnetfelder erfährt; der Nachweis



a b c d



e f g

Abb. 15

Abb. 15. Strukturaufnahmen des Magneteffektes

a) Lichtquelle: Houtermanslampe heiß
b) c) d) Reflexion bei 400 °C
b) ohne Magnetfeld c) + 1000 Oersted d) - 1000 Oersted
e) f) g) Reflexion bei 250 °C
e) ohne Magnetfeld f) + 300 Oersted g) - 300 Oersted

geringer Intensitätsänderungen ist in diesem Falle schwieriger wegen der jetzt unvermeidlichen Quarz-Reflektion. In diesem Falle konnte bisher ein einwandfreier Nachweis einer magnetischen Beeinflussung der Reflexion nicht erbracht werden.

Der Effekt wird durch Temperaturänderungen des reflektierenden Hg-Dampfes nicht beeinflußt, sofern seine Dichte konstant gehalten wird. Dies wurde so festgestellt, daß das Reflexionsgefäß durch eine zusätzliche Heizwicklung bis auf 560 °C erhitzt wurde, während der Ansatz mit dem flüssigen Quecksilber auf 300 °C konstant gehalten wurde. Der Einfluß der Magnetfelder auf die reflektierte Intensität blieb unverändert.

Es sei hier auf eine ähnliche von Sh. Yen [14] beobachtete Erscheinung hingewiesen, bei der die Intensität der Resonanzfluoreszenz eines Hg-Atomstrahls durch Magnetfelder von nur 2 Oersted bei entgegengesetzten Feldrichtungen verschieden beeinflußt wird.

Eine Deutung der hier beschriebenen, völlig neuartigen Einwirkungen der Magnetfelder auf die Quecksilberresonanzstelle λ = 2536,5 AE kann noch nicht gegeben werden.

Zusammenfassung

Der Intensitätsverlauf der selektiven Reflexion der Resonanzlinie 2536,5 AE am Quecksilberdampf veränderlicher Dichte wird bei Verwendung verschiedenartiger Lichtquellen untersucht. Es zeigt sich, daß die selektive Reflexion von einem Sättigungsdruck von 10 mm Hg (170 °C) an beobachtet werden kann, wenn die Strahlung frei von Selbstumkehr ist und als linear polarisiertes Licht mit dem elektrischen Vektor parallel zur Einfallsebene unter dem Polarisationswinkel des Quarzes eingestrahlt wird. Eine Strahlung mit Selbstabsorption wird dagegen erst bei größeren Dichten reflektiert. Im Übergangsgebiet von Fluoreszenz zur selektiven Reflexion sind also die Linienmitten, d.h. die Mitten der 5 Hyperfeinstrukturkomponenten für die Reflexion erforderlich. Es wird die Hyperfeinstruktur des reflektierten Lichtes mit einem Perot-Fabry Interferometer untersucht. Sowohl die relativen Intensitäten wie auch die spektralen Breiten der eingestrahlten Komponenten erfahren bei der Reflexion Änderungen. Der Verlauf von Brechungsindex, Absorptionskoeffizient und Reflexionsvermögen des Hg-Dampfes wird für zwei Dampfdichten nach der Dispersionstheorie berechnet. Die Strukturaufnahmen stehen hiermit in qualitativer Übereinstimmung.

Der reflektierende Quecksilberdampf wird der Einwirkung von Magnetfeldern der Stärke 300 bis 1100 Oersted senkrecht zur Einfallsebene ausgesetzt. Dabei werden sowohl bei der Resonanzfluoreszenz als auch bei der selektiven Reflexion in solchen Druckbereichen, in denen die Dämpfungsbreiten der Hyperfeinstrukturkomponenten sich noch nicht überlappen, Veränderungen der Hyperfeinstruktur beobachtet, die den bisher vorliegenden Beobachtungen über den Zeemaneffekt der Quecksilberresonanzlinie nicht widersprechen. Als neuartige Erscheinung wird beobachtet, daß das selektive Reflexionsvermögen des Hg-Dampfes durch Magnetfelder beeinflußt wird. Ferner zeigt sich, daß dabei die Feldrichtung und die Richtung des Lichtweges eine Rolle spielt. Es wird bei der einen Feldrichtung eine bedeutende Steigerung, bei entgegengesetztem Magnetfeld eine Verminderung der reflektierten Intensität beobachtet; ebenso kehrt sich der Sinn der Intensitätsänderung bei Umkehr des Lichtweges um. Eine Erklärung dieser Erscheinung kann noch nicht gegeben werden.

Schrifttum

[1] Wood, R. W. Phys. Ztschr. 10. 425. 1909
" " " 13. 353. 1912
Wood, R. W. u. Kimura, M. Phil. Mag. 32. 330. 1916

[2] Rump, W. Ztschr. f. Phys. 29. 196. 1924

[3] Schnettler, O. Ztschr. f. Phys. 65. 55. 1930

[4] Pollähn, E. Diss. Hamburg 1928

[5] Wood, R. W. u. Kimura, M. Phil. Mag. 32. 330. 1916

[6] Houtermans, F. G. Ztschr. f. Phys. 76. 474. 1932

[7] v. Malinowski, A. Ann. d. Phys. 44. 935. 1914

[8] Nagaoka, Sugiura u. Mishima Jap. Journ. of Phys. 2. 127. 1923

[9] Wood, R. W. Phil. Mag. 50. 761. 1925

[10] Mrozowski, S. Bull acad. pol. I. 464. 1930
II. 489. 1931

[11] Schüler, H. u. Keyston, J. E. Ztschr. f. Phys. 72. 423. 1931

[12] Zvironas, A. Helv. phys. acta 7. 224. u. 684. 1934

[13] Inglis, D. R. Ztschr. f. Phys. 84. 466. 1933

[14] Yen, Sh. Helv. phys. acta 8. 225. 1935

Jüdische Autoren.

[15] Born, M. Optik Seite 473 § 92

[16] Ladenburg, R. u. Wolfsohn, G. Ztschr. f. Phys. 63. 616. 1930.

Lebenslauf

Am 18. 8. 1913 bin ich, Gustav Rudolf Siekmann, als Sohn des damaligen Bankdirektors Rudolf Siekmann und seiner Frau Cäcilie, geb. Steußloff, in Herford in Westfalen geboren. Mein Vater starb im Jahre 1922.

Ich besuchte 3 Jahre die Grundschule, sodann 9 Jahre lang das Friedrichs-Gymnasium zu Herford. Dort bestand ich Ostern 1932 die Reifeprüfung.

Von Oktober 1932 bis April 1934 war ich in verschiedenen Betrieben der Rundfunkempfänger-Industrie als Techniker in Prüffeldern und Werkstätten tätig.

Im Sommer-Semester 1934 begann ich das Studium der Physik, Chemie und Mathematik an der Friedrich-Schiller-Universität in Jena, seit meinem 6. Semester studierte ich an der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin. In den Monaten Juli-November 1936 war ich in den Zentrallaboratorien der Firma Siemens-Halske, Wernerwerk als Werkstudent tätig. Seit dem Winter-Semester 1937/38 war ich regelmäßig als Hilfsassistent im I. Physikalischen Institut beschäftigt.

Berlin, im August 1939

Gustav Siekmann

Herstellung: V D I - V e r l a g GmbH, Berlin NW 7